

## ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

*В.Ю.Быченков, Ю.С.Касьянов\*, Г.С.Саркисов, В.Т.Тихончук*

*Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН  
117924 Москва, Россия*

*\*Институт общей физики РАН  
117942 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 8 июля 1993 г.

Впервые исследована методом фарадеевского вращения пространственно-временная структура магнитных полей в лазерной плазме при потоках греющего излучения  $\sim 5 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Анализ экспериментальных данных показал, что генерация магнитного поля обусловлена возбуждением термо-ЭДС и пондеромоторной ЭДС. Пространственная структура магнитного поля свидетельствует о его существенном влиянии на гидродинамику плазменной короны.

Исследования пространственно-временной структуры магнитных полей и механизмов их генерации представляет большой интерес для проблемы лазерного термоядерного синтеза. Связано это прежде всего с тем, что магнитные поля мегагауссовой величины могут привести к существенному ограничению переноса энергии от области поглощения лазерного излучения к зоне испарения на поверхности мишени, а также нарушить однородность переноса тепла в плазменной короне. В большинстве экспериментов, где были зарегистрированы магнитные поля мегагауссового диапазона [1–4], основное внимание уделялось анализу пространственной структуры магнитного поля, в то время как его динамика практически не исследована.

В настоящей работе представлены результаты исследования пространственно-временной структуры магнитных полей в лазерной плазме методом фарадеевского вращения плоскости поляризации зондирующей электромагнитной волны с использованием трехканальной поляроинтерферометрии [5]. Метод диагностики основан на одновременном измерении угла поворота плоскости поляризации  $\alpha \sim \int B n_e dl$  и набега фазы  $\delta \sim \int n_e dl$  (где  $B$  – индукция магнитного поля,  $n_e$  – электронная плотность,  $l$  – длина пути зондирующего излучения в плазме). Отношение этих интегралов дает среднюю по длине оптического пути величину магнитного поля. В случае аксиальной симметрии плазмы возможно восстановление локальных распределений  $B(r)$  и  $n_e(r)$  с использованием преобразования Абеля [5].

Для исследования пространственно-временного распределения магнитных полей был создан диагностический комплекс [6], позволяющий проводить измерения магнитных полей как в кадровом (с длительностью экспозиции  $\sim 1,5$  нс) так и в динамическом режимах измерения (с использованием двух электронно-оптических камер – ЭОК – в режиме щелевой развертки). Комплекс обеспечивал одновременную регистрацию фарадеевского, теневого и интерференционного изображений плазмы с высоким пространственным  $\sim 5$  мкм и временным  $\sim 50$  пс разрешениями. Контраст поляриметра составил  $\sim 3 \cdot 10^{-5}$ , что позволяло производить измерения угла поворота плоскости поляризации с точностью  $\pm 0,1^\circ$ . Точность определения набега фазы зондирующей волны составляла

$\pm 0,1$  линии. В качестве детектора использовалась предварительно откалиброванная фотопленка РФ-3. Базовая схема трехканального поляроинтерферометра представлена в [7]. Координатная привязка изображений осуществлялась при помощи визуализирующей диафрагмы, помещенной в промежуточное изображение плазмы.

Для восстановления угла поворота плоскости поляризации зондирующего излучения производилась двумерная оцифровка фарадеевского и теневого изображений плазмы при помощи автоматического микроденситометра АМД-1, управляемого персональным компьютером. Далее, при помощи специальной компьютерной программы для работы с двумерными массивами данных проводилось восстановление соответствующих друг другу радиальных профилей почернения на фарадеевском и теневом изображениях, которые затем использовались для определения угла поворота плоскости поляризации по методике, изложенной в работе [5].

Эксперименты были выполнены на мощном однопучковом Nd лазере "Феникс" [8] с параметрами: длина волны  $0,527\text{ мкм}$ , длительность импульса  $\sim 1,5\text{ нс}$ , энергия  $\leq 10\text{ Дж}$ , интенсивность в фокальном пятне  $\leq 10^{15}\text{ Вт/см}^2$ . Греющее излучение фокусировалось на поверхность плоской Al мишени в пятно диаметром  $\sim 15\text{ мкм}$  при помощи двухкомпонентного объектива с относительным отверстием  $1:6$ . Зондирующее излучение формировалось из части греющего пучка с последующим удвоением его частоты в кристалле KDP.

На рис.1 а представлены фарадеевское ( $F_k$ ), теневое ( $T_k$ ) и интерференционное ( $I_k$ ) изображения лазерной плазмы, полученные в кадровом режиме через  $1\text{ нс}$  после прихода максимума греющего излучения. Энергия лазера составляла  $E = 5,5\text{ Дж}$ . Угол между осями пропускания поляризатора и анализатора отличается от прямого на величину угла раскрестки  $\alpha_0 = 3^\circ$ . На фарадеевском изображении плазмы, в отличие от теневого, видна модуляция интенсивности света, связанная с различным направлением угла поворота плоскости поляризации  $\alpha$ , относительно оси греющего излучения.

На рис.1 б представлены фарадеевское ( $F_t$ ), теневое ( $T_t$ ) и интерференционное ( $I_t$ ) изображения лазерной плазмы, полученные при помощи ЭОК, работавших в режиме щелевой развертки, на расстоянии  $z = 120\text{ мкм}$  от поверхности мишени. Зондирование плазмы производилось одновременно с приходом греющего излучения, энергия лазера составляла  $E = 2,5\text{ Дж}$ , угол раскрестки  $\alpha_0 = 3^\circ$ . На фарадеевском изображении, в отличие от теневого, видна аналогичная рис.1 а модуляция интенсивности света.

В предположении аксиальной симметрии плазменного факела было восстановлено локальное распределение индукции магнитного поля и электронной плотности. На рис.2 представлены пространственное распределение  $B(r, t)$  (рис.2 а) и пространственно-временное распределение  $B(r, t)$  (рис.2 б), соответствующие изображениям плазмы на рис.1. Максимальное значение магнитного поля составляет  $B_{max} = 400\text{ кГс} \pm 20\%$  на расстоянии  $z = 115\text{ мкм}$  от поверхности мишени, где электронная плотность составляла  $n_e \sim 10^{20}\text{ см}^{-3}$ . Плотность тока достигает величины  $\sim 90\text{ мА/см}^2$  на оси греющего пучка, при этом максимальное значение силы тока, протекающей через плазменный факел в этой области, составляет  $\sim 24\text{ кА}$ .

На рис.3 а представлена зависимость энергии магнитного поля  $E_B = \int (B^2/8\pi)dV$  (внутри пространства, ограниченного сечениями  $z_1 = 115\text{ мкм}$  и  $z_2 = 175\text{ мкм}$ ) от энергии лазера  $E$ . Наблюдается практически линейный рост

энергии магнитного поля с увеличением энергии лазера, при этом отношение  $E_B/E$  достигает  $\sim 1\%$ . Отношение энергии магнитного поля к тепловой энергии  $E_T = \int (n_e T_e) dV$  (при  $T_e \approx 500 \text{ эВ}$ ) не зависит от  $E$  и составляет  $\sim 4\%$ .

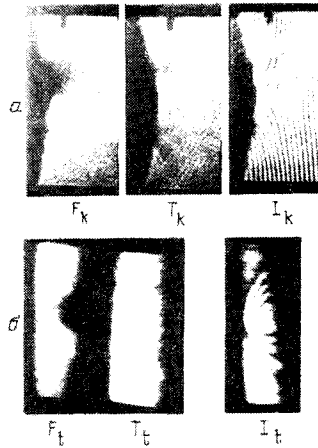


Рис.1. Фарадеевское ( $F$ ), теньевое ( $T$ ) и интерференционное ( $I$ ) изображения лазерной плазмы, полученные:  $a$  – в кадровом режиме,  $b$  – при помощи ЭОК, в режиме щелевой развертки

На рис.3  $b$  представлены динамика энергии магнитного поля  $E_B(t)$ , тепловой энергии плазмы  $E_T(t)$  и формы греющего импульса  $I(t)$ . Видно, что изменение энергии магнитного поля коррелирует с формой импульса греющего излучения. В течение первой половины импульса наблюдается рост энергии магнитного поля  $E_B$  со скоростью  $\sim 0,5 \text{ МДж/нс}$ , во второй половине импульса рост  $E_B$  прекращается и наблюдается ее уменьшение со скоростью  $\sim 0,3 \text{ МДж/нс}$ . В то же время, за время действия греющего излучения происходит практически линейный рост тепловой энергии плазмы со скоростью  $\sim 10 \text{ МДж/нс}$ .

Известен целый ряд механизмов генерации квазистационарных магнитных полей в лазерной плазме [9]. Данные эксперимента можно объяснить, привлекая два из них. Магнитные поля вне лазерного пучка на расстояниях  $r \sim 50 \div 200 \text{ мкм}$  от оси могут быть связаны только с механизмом термо-ЭДС, обусловленным неколлинеарностью градиентов температуры и электронной плотности [1,10]. Он описывается источником вида

$$S = S_T = -\frac{c}{en_e} \frac{\partial n_e}{\partial z} \frac{\partial T_e}{\partial r}. \quad (1)$$

Вместе с тем, механизм термо-ЭДС не может объяснить наличие максимума плотности тока на оси греющего пучка, временную корреляцию энергии магнитного поля и энергии лазерного импульса, а также значительные напряженности магнитного поля в приосевой области  $r \sim 10 \div 50$  мкм порядка диаметра пятна фокусировки. По-видимому, они обусловлены наличием пондеромоторной ЭДС [11], связанной с неколлинеарностью градиентов интенсивности лазерного пучка и плотности плазмы [12]:

$$S = S_E = -1,6 \frac{Z}{en_e n_c} \frac{\partial n_e}{\partial z} \frac{\partial I}{\partial r}, \quad (2)$$

где  $n_c$  – критическая плотность электронов,  $I = cE^2/8\pi$  – интенсивность лазерного пучка,  $Z$  – заряд ионов.

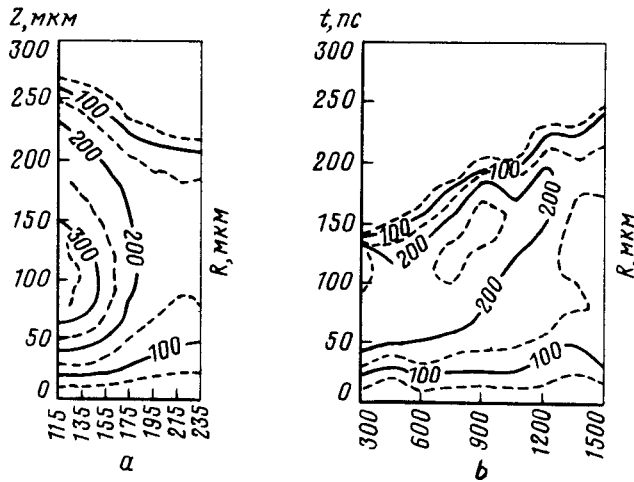


Рис.2. Пространственная (а) и пространственно-временная (б) структура магнитного поля (шаг изолинии  $\Delta B = 50$  кГс)

В принципе, нельзя исключить также и вклада тока быстрых электронов в генерацию приосевых магнитных полей. Однако генерация быстрых электронов носит пульсирующий характер [8], тогда как индукция магнитного поля достаточно плавно меняется за время действия лазерного импульса (рис.2 б, 3 б).

Величина источника  $S$  характеризует начальный темп нарастания магнитного поля:  $S = \dot{B} = \partial B / \partial t$ . Для условий эксперимента ( $T_e \sim 0,5$  кэВ,  $L_N = n / (\partial n / \partial z) \sim 100$  мкм,  $(R_T = T_e / (\partial T_e / \partial z) \sim 200$  мкм,  $(R_E = I / (\partial I / \partial z) \sim 10$  мкм,  $I \sim 3 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $Z \sim 10$ ,  $n_e \sim 10^{20}$  см<sup>-3</sup>) формула (1) дает для темпа нарастания магнитного поля  $S_T \sim 0,25$  МГс/нс, тогда как  $S_E \sim 2,5$  МГс/нс<sup>2</sup>. Более высокий темп нарастания, следующий из (2), обусловлен малостью размера фокального пятна  $R_E / R_T \ll 1$ .

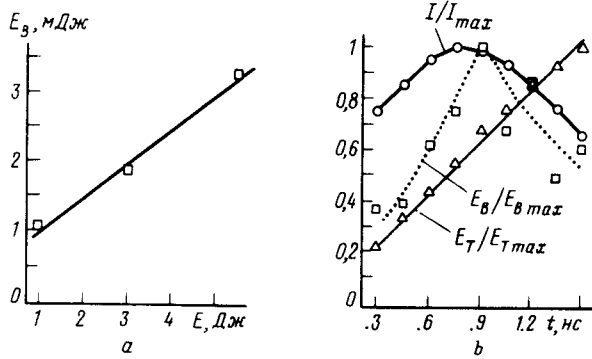


Рис.3. *a* – зависимость энергии магнитного поля  $E_B$  от энергии лазера  $E$ . *b* – динамика энергии магнитного поля  $E_B(t)$ , тепловой энергии плазмы  $E_T(t)$  и формы греющего импульса  $I(t)$  ( $E_{Bmax} = 0,4$  мДж,  $E_{Tmax} = 13$  мДж)

Рост магнитного поля во времени прекращается, и оно выходит на квазистационарный уровень благодаря выносу из области генерации за счет конвекции или диффузии. На масштабах  $r \geq 100$  мкм скорость диффузии магнитного поля оказывается примерно на порядок меньше скорости разлета  $u_r \geq 2 \cdot 10^7$  см/с, хотя в приосевой области они могут быть сравнимы. Поэтому квазистационарный уровень магнитного поля можно оценить из баланса между скоростью его выноса и скоростью генерации:

$$\frac{\partial}{\partial r} u_r B \approx S_E + S_T. \quad (3)$$

В квазистационарном состоянии (3) относительная роль механизмов (1) и (2) несколько меняется. Хотя источник  $S_E$  обеспечивает более быстрый рост поля, его насыщение происходит примерно на таком же уровне, что и за счет термо-ЭДС, то есть

$$B_T \sim \frac{c}{e} \frac{T_e}{L_N u_r} = 250 \text{ кГс}; \quad B_E \sim 1,6 \frac{Z}{en_c} \frac{I}{L_N u_r} = 100 \text{ кГс}, \quad (4)$$

что согласуется с экспериментальными данными. При этом пондеромоторная ЭДС ответственна за приосевые магнитные поля ( $r \leq 50$  мкм), тогда как на периферии ( $r \geq 100$  мкм) они обусловлены термо-ЭДС. В промежуточной области эти поля складываются. Наблюдаемый на опыте рост энергии магнитного поля с энергией лазера (рис.3 *a*) связан, по-видимому, как с увеличением доли магнитной энергии, обусловленной пондеромоторной ЭДС, так и с увеличением объема плазмы. На существенную роль пондеромоторной ЭДС указывает и экспериментально обнаруженный факт временной корреляции магнитной энергии и энергии греющего излучения (рис.3 *b*).

Обнаруженные в эксперименте магнитные поля должны оказывать существенное влияние на перенос в плазменной короне, поскольку электронная циклотронная частота оказывается в несколько раз больше частоты электронно-ионных столкновений. По этой причине радиальный и аксиальный потоки тепла оказываются заметно подавленными, и перенос энергии плазмы, по-видимому, связан с его конвективным выносом. Следует обратить также внимание на обнаруженные в эксперименте значительные градиенты  $\sim (20 \text{ мкм})^{-1}$

магнитного поля в областях  $r \leq 50$  мкм и  $r \geq 100$  мкм, что свидетельствует о существовании больших электрических токов в этих областях. Последние могут создавать значительные ускорения плазмы в радиальном направлении вследствие действия силы Ампера  $c^{-1}[\mathbf{j} \times \mathbf{B}]$ . В указанных областях эта сила достигает  $\sim 30\%$  от силы теплового давления. Таким образом, генерируемое магнитное поле оказывает существенное влияние и на гидродинамику плазмы. В центральной области плазмы может происходить ее торможение из-за силы Ампера, а на периферии – ускорение. Этот процесс, в свою очередь, может оказывать влияние на величину магнитного поля и его пространственное распределение.

- 
1. J.A.Stamper et al., Phys. Rev. Lett. **26**, 1012 (1971).
  2. J.A.Stamper and B.H.Ripin, Phys. Rev. Lett. **34**, 138 (1975).
  3. A.Raven, O.Willy, and P.T.Rumsby, Phys. Rev. Lett. **41**, 554 (1978).
  4. M.D.J.Burgess, B.Luther-Davies, K.A.Nugent, Phys. Fluids **28**, 2286 (1985).
  5. Т.Писарчик, А.А.Рупасов, Г.С.Саркисов, А.С.Шиканов, Препринт 135, М.: ФИАН, (1989); (Journal of Soviet Laser Research **11**, 1 (1990)).
  6. Yu.S.Kas'yanov, G.S.Sarkisov, Preprint FIAN (1993).
  7. З.Патрон, Т.Писарчик, А.А.Рупасов и др., ПТЭ **1**, 183 (1990).
  8. Н.Е.Андреев, В.Л.Арцимович, Ю.С.Касьянов, В.Т.Тихончук, ЖЭТФ **98**, 881 (1990).
  9. M.G.Haines, Can. J. Phys. **64**, 912 (1986).
  10. D.A.Tidman and R.A.Shanny, Phys. Fluids **17**, 1207 (1974).
  11. В.И.Перель, Я.М.Пинский, ЖЭТФ **54**, 1889 (1969).
  12. К.Н.Овчинников, В.П.Силин, С.А.Урюпин, Физика плазмы **17**, 1116 (1991).